Kern-Isomerie bei $_{77}Ir^{192}$ und $_{77}Ir^{194}$ und das Gammaspektrum des $_{66}Dy^{165m}$

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von
HANS-HENNING HENNIES
aus
Bremen-Vegesack

Göttingen
1960

Referent: Professor Dr. A. Flammersfeld
Korreferent: Professor Dr. R. Hilsch
Tag der mündlichen Prüfung: 26. Februar 1960

Zeitschrift für Physik 159, 158—169 (1960)

Aus dem II. Physikalischen Institut der Universität Göttingen

Kern-Isomerie bei $_{77}Ir^{192}$ und $_{77}Ir^{194}$ *

Von
HANS-HENNING HENNIES

Mit 6 Figuren im Text

(Eingegangen am 22. März 1960)

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

* D 7. Kurze Mitteilung in: Naturwiss. **47**, 11 (1960).

The β- and γ-radiation of Ir^{192} and Ir^{194}, produced by slow neutron irradiation, has been studied with scintillation spectrometers. A new isomeric activity with a (47 ± 2) second-half life is found to be Ir^{194m}, decaying by a 130 kev-transition to Ir^{194} and by β-emission to excited states of Pt^{194}. Gamma rays of energy (130 ± 4), (323 ± 7) and (625 ± 20) kev were found. An upper limit for the conversion coefficient of the isomeric transition is given, which shows in connection with energy-half life-relations, that the 130 kev gamma ray is an $E3$ transition.

1. Einleitung

Das natürliche Isotopengemisch des Iridium besteht aus den beiden Isotopen $_{77}Ir^{191}$ (38,5 %) und $_{77}Ir^{193}$ (61,5 %), die beide bei der Bestrahlung mit langsamen Neutronen stark radioaktiv werden. Einmal wird dabei Ir^{192} gebildet, das mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2} = 74\ d$ hauptsächlich durch β-Übergang zum Pt^{192} zerfällt, zum anderen entsteht Ir^{194}, das ebenfalls unter Aussendung von β-Strahlung mit einer Halbwertszeit $T_{1/2} = 19$ h in Pt^{194} übergeht. Gleichzeitig wird mit starker Intensität ein Ir^{192}-Isomer gebildet[1]; dessen Anregungsenergie beträgt 58 keV[2], die Halbwertszeit 1,42 min[3].

Die von diesem Isomer ausgesandte Strahlung wurde von Weber und Flammersfeld durch Absorptionsmessungen mit dem Geiger-Müller-Zählrohr näher untersucht. Die Messungen ergaben, daß der Zerfall fast vollständig durch einen stark konvertierten Isomeren-Übergang ($\alpha \geqq 1000$) in das Ir^{192} erfolgt. Aus einer ebenfalls mit kurzer Halbwertszeit auftretenden schwachen β-Komponente (0,1 %) wurde auf einen zusätzlichen direkten β-Übergang vom isomeren Zustand zum $_{78}Pt^{192}$ geschlossen[4].

Ziel dieser Arbeit war es, Näheres über diesen nur schwach auftretenden β-Zerfall mit Hilfe eines Anthrazen-Spaltkristall-Spektrometers zu erfahren, das mit seiner günstigen 4π-Geometrie für die Messung einer solchen, wenig intensiven β-Komponente besonders gut geeignet ist.

[1] McMillan, E., M. Kamen and S. Ruben: Phys. Rev. **52**, 375 (1937).
[2] Mize, J.P., M.E. Bunker and J.W. Starner: Phys. Rev. **96**, 444 (1954).
[3] Hole, N.: Ark. Mat., Astronom. Fys., Ser. A **36**, No. 9 (1948).
[4] Weber, G., u. A. Flammersfeld: Z. Naturforsch. **8a**, 580 (1953).

2. Messungen

Bestrahlt wurde u.a. „spektroskopisch reines" Iridiumpulver mit verlangsamten Be^9 (d, n)-Neutronen ($E_d = 1$ MeV). Die Bestrahlungszeiten betrugen 10 sec bis 1 min. Durch Messungen mit Szintillationsspektrometern konnte ein kurzlebiger β-Zerfall bestätigt werden, es stellte sich jedoch heraus, daß im Gegensatz zu den mit $T_{1/2} = 1{,}42$ min zeitlich abfallenden unkonvertierten γ-Quanten ($E_\gamma = 58$ keV) und Konversionselektronen die Intensität der β-Teilchen mit der Halbwertszeit $T_{1/2} = 47$ sec abnimmt. Zudem wurden mehrere bisher unbekannte γ-Linien gefunden, deren zeitlicher Abfall ebenfalls mit der neuen Halbwertszeit $T_{1/2} = 47$ sec erfolgt.

a) β-Spektrum. 30 sec nach Bestrahlungsende wurde das β-Spektrum mit einem Anthrazen-Spaltkristall und einem Plastik-Szintillator gemessen. Auf die Spaltfläche eines halbierten Anthrazenwürfels von 2 cm Kantenlänge wurde Ir-Pulver gebracht, das im Kristall nach

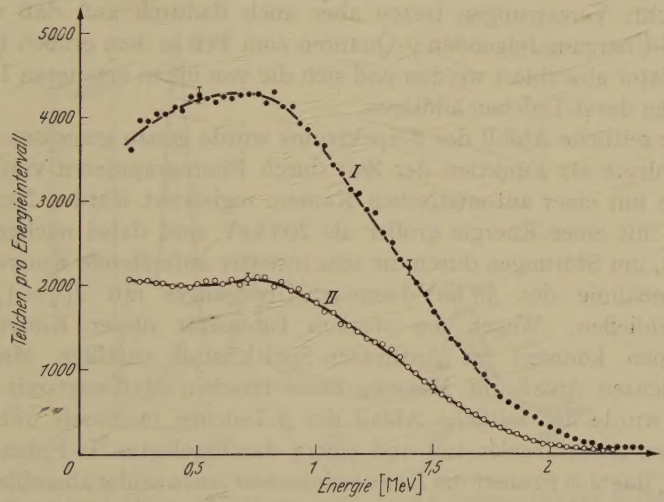

Fig. 1. β-Spektrum des Ir, gemessen mit einem Plastik-Szintillator. Dauer der Bestrahlung mit langsamen Neutronen: 1 min. Kurve *I*: Spektrum kurz nach Bestrahlungsende, Kurve *II*: Spektrum der langlebigen Aktivität, 12 min später gemessen. Die Differenz der beiden Kurven stellt die Aktivität mit der Halbwertszeit $T_{1/2} = 47$ sec dar

Zusammensetzen der beiden Hälften mit Neutronen bestrahlt wurde. In gleicher Weise wurde Ir zwischen den beiden Hälften eines 5 cm ⌀ × 5 cm Plastik-Szintillators bestrahlt. Das mit diesem Plastik-Szintillator und einem von SCHMIDT-OTT gebauten photographischen Impulsspektrographen[5] gemessene Spektrum ist als Kurve I in Fig. 1 wiedergegeben.

[5] SCHMIDT-OTT, W.-D.: Z. Physik **154**, 286 (1959). — HUNT, W.A., W. RHINEHART, J. WEBER and D. J. ZAFFARANO: Rev. Sci. Instrum. **25**, 268 (1954).

Dieses β-Spektrum rührt nur zum Teil von der kurzlebigen Aktivität her, denn ihre Intensität ist so gering, daß selbst bei einer Bestrahlung von nur 1 min das β-Spektrum des Ir^{194} ($T_{1/2} = 19$ h) fast ebenso stark nachgewiesen wird. Um diesen langlebigen Anteil berücksichtigen zu können, wurde das β-Spektrum 12 min nach der ersten Messung nochmals aufgenommen (Kurve II in Fig. 1).

Aus Fig. 1 ist zu ersehen, daß das kurzlebige β-Spektrum etwa die gleiche Maximalenergie aufweist wie das β-Spektrum des Ir^{194}. Die Maximalenergie des Ir^{194}-Spektrums ist mit 2,24 MeV gut bekannt[6] und wurde daher zur Energieeichung des kurzlebigen Spektrums benutzt. Dessen Maximalenergie ergab sich danach zu

$$E_\beta = (2{,}3 \pm 0{,}2) \text{ MeV}.$$

Aus Intensitätsgründen hatte das für die Messung des β-Spektrums benutzte Präparat eine Schichtdicke von etwa 10 mg/cm². Deshalb ist das Spektrum zumindest im Energiebereich unterhalb 0,5 MeV stark verfälscht, Verzerrungen treten aber auch dadurch auf, daß die auf einen β-Übergang folgenden γ-Quanten zum Teil in dem großen Plastik-Szintillator absorbiert werden und sich die von ihnen erzeugten Impulse zu denen der β-Teilchen addieren.

Der zeitliche Abfall des β-Spektrums wurde genau gemessen, indem die Zählrate als Funktion der Zeit durch Photographieren von $E1$ T-Zählern mit einer automatischen Kamera registriert wurde. Nur Elektronen mit einer Energie größer als 200 keV sind dabei nachgewiesen worden, um Störungen durch die sehr intensiv auftretende Konversionselektronenlinie des 58 keV-Isomeren-Überganges mit $T_{1/2} = 1{,}42$ min auszuschließen. Wegen der starken Intensität dieser Konversionselektronen könnten im Anthrazen-Spaltkristall zufällige Mehrfachkoinzidenzen Anlaß zur Messung einer falschen Halbwertszeit geben. Daher wurde der zeitliche Abfall der β-Teilchen nochmals mit einem normalen Anthrazenkristall und einem daraufgelegten Ir-Präparat gemessen, das sich in einer die Konversionselektronen völlig absorbierenden Trolitulkapsel befand.

Bei allen Ir-Präparaten verschiedener Herkunft ergab sich dabei stets für das β-Kontinuum eine Halbwertszeit von

$$T_{1/2} = (47 \pm 2) \text{ sec}.$$

Etwa vorhandene Anteile, die mit $T_{1/2} = 1{,}42$ min abfallen würden, sind kleiner als 10%.

Die neue Halbwertszeit kann durch Verunreinigung im Iridium (insbesondere Rhodium) nicht erklärt werden. Würde das kurzlebige

[6] JOHNS, M.W., and S.V. NABLO: Phys. Rev. **96**, 1599 (1954).

β-Kontinuum von einer Rh-Verunreinigung herrühren, so müßten im benutzten Iridium mindestens $1{,}5\,^0/_{00}$ Rh enthalten sein. Das verwendete Ir hatte jedoch nach der vorliegenden Analyse einen Reinheitsgrad von 99,98% und sollte nach Angaben des Herstellers* kein Rhodium enthalten. Dies wird dadurch bestätigt, daß die vom Rh emittierte γ-Strahlung in dem beim Ir ebenfalls mit der Halbwertszeit $T_{1/2} = 47$ sec gefundenen γ-Spektrum nicht auftritt und andererseits die neuen γ-Linien bei der Bestrahlung von reinem Rhodium mit Neutronen nicht nachzuweisen waren.

Demnach kann das mit einer Halbwertszeit $T_{1/2} = 47$ sec auftretende β-Kontinuum mit dem Zerfall des Ir^{192}-Isomers, dessen Halbwertszeit $T_{1/2} = 1{,}42$ min beträgt, nichts zu tun haben und muß eine neue, bisher unbekannte Aktivität darstellen.

b) γ-Spektrum. Bei der Untersuchung des γ-Spektrums vom Ir mit NaJ-Kristallen zeigte es sich, daß mit der Halbwertszeit $T_{1/2} = 47$ sec

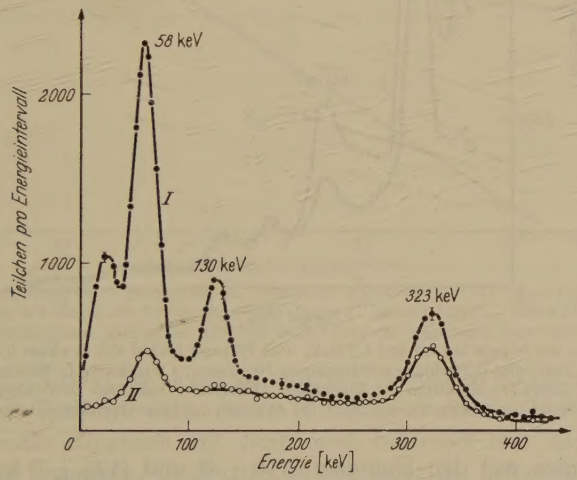

Fig. 2. γ-Spektrum des Ir bei kleinen Energien, gemessen mit einem 5,1 cm ⌀ × 5,1 cm NaJ-Kristall. Dauer der Bestrahlung mit langsamen Neutronen: 1 min. Kurve *I*: Spektrum kurz nach Bestrahlungsende. Kurve *II*: Spektrum der langlebigen Aktivität, 15 min nach Bestrahlungsende aufgenommen. Die Differenz der beiden Kurven stellt unterhalb der Energie 100 keV die Aktivität mit der Halbwertszeit $T_{1/2} = 1{,}42$ min, oberhalb von 100 keV die Aktivität mit der Halbwertszeit $T_{1/2} = 47$ sec dar

nicht nur β-Teilchen auftreten, sondern auch mehrere γ-Linien. Ein kurz nach Bestrahlungsende mit einem 5,1 cm ⌀ × 5,1 cm NaJ-Kristall gemessenes Teilspektrum ist in Fig. 2 durch Kurve I wiedergegeben. Das langlebige Spektrum (Kurve II in Fig. 2) wurde 15 min nach Bestrahlungsende aufgenommen. Die Differenz der beiden Kurven in Fig. 2 stellt das kurzlebige γ-Spektrum des Ir dar, wobei das Maximum

* Heraeus, Hanau.

bei etwa 30 keV und die 58 keV-Linie vom Zerfall des 1,42 min-Isomers herrühren. Das 30 keV-Maximum entsteht durch die von den Konversionselektronen dieses Isomers im Präparat erzeugte Bremsstrahlung, die Form des Spektrums wird jedoch bei diesen kleinen Energien durch starke Absorption der γ-Strahlung im Präparat verfälscht. Neben dieser bisher bekannten Strahlung finden sich in diesem Teilspektrum zwei

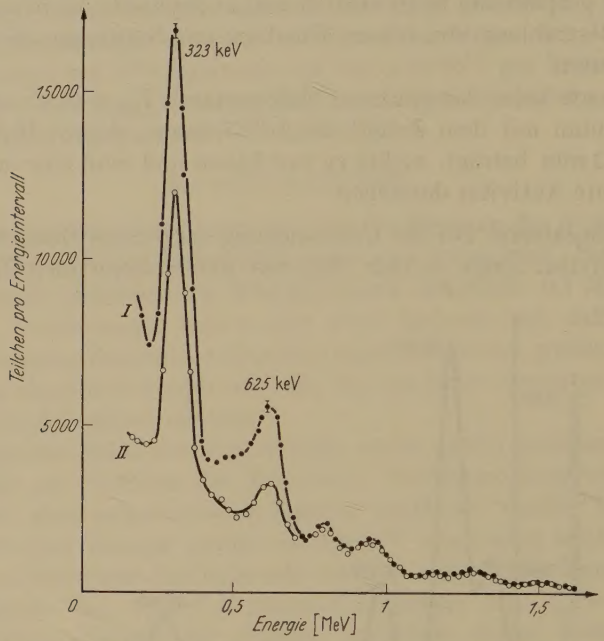

Fig. 3. γ-Spektrum des Ir zwischen 0,2 und 1,5 MeV. Das Präparat befand sich in einem 9 cm ⌀ × 9 cm NaJ-Lochkristall. Dauer der Bestrahlung mit langsamen Neutronen: 1 min Kurve *I*. Spektrum kurz nach Bestrahlungsende, Kurve *II*. Spektrum der langlebigen Aktivität, 15 min nach Bestrahlungsende aufgenommen. Die Differenz der beiden Kurven stellt die Aktivität mit der Halbwertszeit $T_{1/2} = 47$ sec dar

weitere γ-Linien mit den Energien (130 ± 4) und (323 ± 7) keV, deren Halbwertszeit jedoch $T_{1/2} = 47$ sec beträgt.

Aus Intensitätsgründen mußte das γ-Spektrum bei höheren Energien mit einem 9 cm ⌀ × 9 cm NaJ-Lochkristall untersucht werden, wobei sich das Präparat im Loch des Kristalles befand. Fig. 3 zeigt das Ergebnis einer solchen Messung. Wiederum wurde das γ-Spektrum kurz (Kurve I) und 15 min (Kurve II) nach Bestrahlungsende aufgenommen. Kurve I und II fallen zwischen 0,65 und 1,5 MeV γ-Energie zusammen, d.h. daß in in diesem Bereich keine kurzlebigen γ-Linien auftreten. Außer der schon erwähnten 323 keV-Linie ergibt aber die Differenz der beiden Kurven in Fig. 3 eine weitere kurzlebige γ-Linie mit (625 ± 20) keV Energie. Zur Untersuchung des γ-Spektrums oberhalb von 1,5 MeV

reichte die verfügbare Intensität nicht aus. Unter Berücksichtigung der Nachweiswahrscheinlichkeit im NaJ-Kristall und der Absorption der γ-Quanten im Präparat ergibt sich für die drei neuen Linien ein Intensitätsverhältnis von etwa 4:3:2.

Der zeitliche Abfall der drei neuen Linien wurde für jede getrennt untersucht. Jedesmal ergab sich eine Übereinstimmung mit der für das β-Kontinuum gefundenen Halbwertszeit $T_{1/2} = 47$ sec. Eine Abfallkurve für die γ-Quanten zwischen 250 und 750 keV Energie ist in Fig. 4 wiedergegeben. Die Dauer der Bestrahlung mit langsamen Neutronen betrug

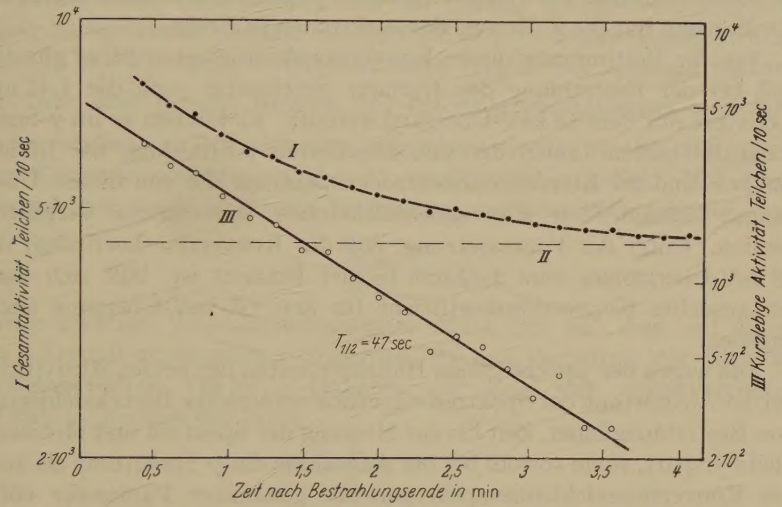

Fig. 4. Zeitlicher Abfall der γ-Quanten des Ir. Energie der γ-Quanten: 250 keV$< E_\gamma <$ 750 keV. Dauer der Bestrahlung mit langsamen Neutronen 1 min. Kurve *I*. Gesamtaktivität, Kurve *II*. langlebige Komponente, Kurve *III*. Aktivität nach Abzug der langlebigen Komponente

dabei 1 min. Um völlig sicher zu sein, daß die neuen γ-Linien nicht vom eventuell im Iridium vorhandenen Rhodium stammen (Rh^{104} mit $T_{1/2} =$ 44 sec), wurde Rhodium mit Neutronen bestrahlt und das emittierte γ-Spektrum gemessen. Außer der bisher beim Rh bekannten 556 keV-Linie konnten keine weiteren Linien, insbesondere nicht bei den Energien 130, 323 und 625 keV nachgewiesen werden.

β-γ-Koinzidenzmessungen ergaben, daß von den drei beim Ir mit $T_{1/2} = 47$ sec gefundenen γ-Linien nur die beiden mit 323 und 625 keV Energie in Koinzidenz mit β-Teilchen auftreten.

Das Präparat befand sich dabei in einem Anthrazen-Spaltkristall, der zum Nachweis der β-Teilchen diente. Dieser Kristall lag direkt auf einem NaJ-Kristall, mit dem das γ-Spektrum gemessen wurde, und zwar nur dann, wenn in einer „Schnell-Langsam"-Koinzidenzanordnung β- und γ-Impulse innerhalb der Auflösungszeit der Apparatur ($3 \cdot 10^{-7}$ sec) gleichzeitig nachgewiesen wurden.

Mit unverlangsamten Neutronen wurde die 47 sec-Aktivität nicht nachweisbar angeregt.

c) Die Konversionskoeffizienten des 130 keV-Überganges der 47 sec-Aktivität und des 58 keV-Überganges des 1,42 min-Isomers. Für eine nähere Charakterisierung der 130 keV-Strahlung wurde versucht, Konversionselektronen dieses Überganges zu finden, um mit Hilfe des Konversionskoeffizienten die Art der Strahlung bestimmen zu können. Die K-Konversionselektronen werden durch die überaus intensive L-Konversionslinie des 1,42 min-Isomers verdeckt, deshalb kommen für die Messung nur die L-Konversionselektronen in Frage.

Für die Bestimmung dieses Konversionskoeffizienten ist es günstig, daß bei der Bestrahlung des Iridiums gleichzeitig auch die 1,42 min Aktivität mit dem 58 keV-Übergang auftritt. Es können so im γ-Spektrum die beiden Linien der unkonvertierten γ-Strahlung bei 58 und 130 keV und im Konversionselektronenspektrum die von diesen Übergängen stammenden Konversionselektronen miteinander verglichen werden. Unter der Voraussetzung, daß der Konversionskoeffizient des 58 keV-Überganges vom 1,42 min-Isomer bekannt ist, läßt sich dann der gesuchte Konversionskoeffizient für den 130 keV-Übergang leicht angeben.

Die wegen der verschiedenen Halbwertszeiten der beiden Aktivitäten bei der Auswertung der Spektren eigentlich notwendige Berücksichtigung von Bestrahlungdauer, Zeit bis zur Messung der Spektren und Meßdauer bleibt erspart, wenn sowohl bei der Aufnahme des γ-Spektrums als auch des Konversionselektronenspektrums die genannten Parameter völlig übereinstimmen.

Die Konversionselektronen wurden mit einem Anthrazen-Spaltkristall untersucht, deshalb werden nicht nur die L-, sondern die L-, M-, ...-Konversionselektronen zusammen bei der Energie 130 keV nachgewiesen, da die L-, M-, ...-Röntgenstrahlung fast vollständig im Kristall absorbiert wird.

Die Zeit der Bestrahlung mit langsamen Neutronen betrug 1 min. Für die Auswertung des kurz nach Bestrahlungsende mit natürlichem Isotopengemisch erhaltenen γ- bzw. Konversionselektronenspektrums seien die folgenden Intensitätsverhältnisse A und B definiert, wobei die Zeit τ die für beide Spektren gleiche Aufnahmedauer ist.

$$A = \frac{J_{e,130}}{J_{e,58}} = \frac{\text{Zahl der } L\text{-, } M\text{-, ...-Konv. Elektr. d. 130 keV-Ü.G./Zeit } \tau}{\text{Zahl der } L\text{-, } M\text{-, ...-Konv. Elektr. d. 58 keV-Ü.G./Zeit } \tau},$$

$$B = \frac{J_{\gamma,130}}{J_{\gamma,58}} = \frac{\text{Zahl der unkonvertierten 130 keV-}\gamma\text{-Quanten/Zeit } \tau}{\text{Zahl der unkonvertierten 58 keV-}\gamma\text{-Quanten/Zeit } \tau}.$$

Ist $\alpha_{L,M,\ldots,130}$ der Koeffizient für Konversion des 130 keV-Überganges in den L-, M-, ...-Schalen, $\alpha_{L,M,\ldots,58}$ der entsprechende Koeffizient für

den 58 keV-Übergang, so läßt sich $\alpha_{L,M,\ldots,130}$ aus folgender Gleichung berechnen:

$$\alpha_{L,M,\ldots,130} = \frac{J_{e,130}}{J_{\gamma,130}} = \frac{A \cdot J_{e,58}}{B \cdot J_{\gamma,58}} = \frac{A}{B} \cdot \alpha_{L,M,\ldots,58}.$$

A und B müssen gemessen werden, $\alpha_{L,M,\ldots,58}$ muß bekannt sein. Bestrahlt man den Anthrazen-Kristall, der etwa 1 mg/cm² Ir enthielt, 1 min lang mit langsamen Neutronen, so tritt überaus intensiv die 58 keV-Konversionselektronenlinie der 1,42 min-Aktivität auf. Auf dem Ausläufer dieser Linie konnte aber bei 130 keV Energie eine schwache Linie nachgewiesen werden, die von L-, M-, ...-Konversionselektronen des 130 keV-Überganges stammen sollte. Da sie nur schwach auftritt, ist zwar eine genaue Angabe des Intensitätsverhältnisses $A = \frac{J_{e,130}}{J_{e,58}}$ nicht möglich, es läßt sich aber eine obere Grenze für die Häufigkeit der Konversionselektronen der 47 sec-Aktivität angeben. Bei 1 min Bestrahlung wurde kurz nach Bestrahlungsende der Wert erhalten:

$$A = \frac{J_{e,130}}{J_{e,58}} \leqq \frac{3}{2800}.$$

Unter gleichen Versuchsbedingungen ergibt sich aus dem mit einem NaJ-Kristall gemessenen γ-Spektrum für das Verhältnis der Zahl der unkonvertierten 130 keV-γ-Quanten zur Zahl der unkonvertierten 58 keV-γ-Quanten der Wert:

$$B = \frac{J_{\gamma,130}}{J_{\gamma,58}} = \frac{1}{11}.$$

Für die Angabe von $\alpha_{L,M,\ldots,130}$ fehlt nun noch der Konversionskoeffizient $\alpha_{L,M,\ldots,58}$ des 58 keV-Überganges der 1,42 min-Aktivität.

Mit den Ergebnissen von Weber und Flammersfeld[4] und Mize u. Mitarb.[2] ergibt sich für $\alpha_{L,M,\ldots,130}$ als obere Grenze

$$\alpha_{L,M,\ldots,130} \leqq 11.$$

Da der in die obigen Rechnung eingehende Wert für $\alpha_{L\text{-},M\text{-},\ldots,58}$ nur mäßig genau bekannt war, wurde er nochmals bestimmt.

Die Messung des Konversionskoeffizienten kann entweder durch Vergleich der Zahl der unkonvertierten 58 keV-γ-Quanten mit der Zahl der Röntgenquanten (bei Kenntnis der Fluoreszenzausbeute!) oder durch den direkten Intensitätsvergleich der 58 keV-Quanten mit den Konversionselektronen erfolgen. Beide Verfahren haben den Nachteil, daß neben sehr vielen Röntgenquanten bzw. Konversionselektronen nur sehr wenige unkonvertierte γ-Quanten gezählt werden müssen. Da zur Vermeidung von Selbstabsorption der Strahlungen die Präparate nicht beliebig dick gemacht werden können, ergeben sich bei der Messung der

58 keV-γ-Quanten nur kleine Zählraten, die einen großen Fehler des Endergebnisses zur Folge haben.

Diese Schwierigkeit wurde folgendermaßen umgangen: Es wurden zwei genau ausgewogene, verschieden große Mengen Iridium gleichmäßig und gleich lang mit Neutronen bestrahlt. Dann wurden die von der größeren Menge Ir emittierten 58 keV-γ-Quanten in einem NaJ-Lochkristall praktisch in 4π-Geometrie gemessen. Gleichzeitig wurden die von dem anderen Ir-Präparat ausgesandten Konversionselektronen in einem Anthrazen-Spaltkristall, also auch in 4π-Geometrie gezählt. In einem 1 cm³-Anthrazen-Spaltkristall befanden sich etwa 0,5 mg Ir, das zur Messung der γ-Quanten benutzte Präparat enthielt etwa die hundertfache Menge, so daß auch bei der Messung der 58 keV-Quanten eine ausreichende Zählstatistik erzielt wurde. Das für die beiden Präparate benutzte Ir wurde mit einer Mikrowaage* der Empfindlichkeit 1 μg/Skt sehr sorgfältig ausgewogen.

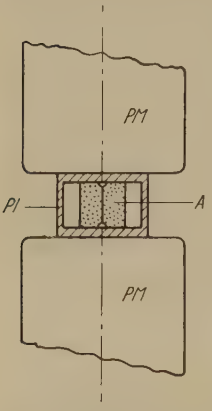

Fig. 5. Anordnung zur Messung der Konversionselektronen des 58 keV-Isomeren-Überganges des Ir^{192m} mit $T_{1/2} = 1{,}42$ min. *A* Anthrazen-Spaltkristall, *Pl* Plexiglaskapsel, *PM* Photomultiplier. Ein Elektron wurde nur dann nachgewiesen, wenn das von ihm im Kristall erzeugte Licht in den beiden Photomultipliern gleichzeitig Impulse erzeugt. Dadurch werden die Rauschimpulse der Photomultiplier nicht registriert

Das zur Messung der γ-Quanten verwendete Ir befand sich in dünner Schicht zwischen 2 Kunststoffolien. Eine dünne Schicht (einige mg/cm²) ist auch für das γ-Präparat nötig, um einerseits Selbstabsorption der 58 keV-Quanten, andererseits zu starke Bremsstrahlung durch die Konversionselektronen im Präparat zu vermeiden.

Bei der Bestrahlung mit Neutronen wurde die Folie um den gleichzeitig zu bestrahlenden Anthrazenkristall gewickelt. Um sicher zu sein, daß beide Präparate im zeitlichen Mittel dem gleichen Neutronenfluß ausgesetzt waren, befanden sie sich während der Bestrahlung auf einer Scheibe, die in dem zur Verlangsamung der Neutronen benutzten Paraffinblock rotierte. Verschiedene Anordnungen der beiden Präparate auf dieser Scheibe ergaben immer die gleichen Meßergebnisse, woraus geschlossen werden kann, daß die Bestrahlungsverhältnisse für beide Präparate übereinstimmten.

Das γ-Spektrum wurde mit dem Präparat im Loch eines NaJ-Lochkristalles gemessen und daraus der Anteil der 58 keV-γ-Linie an der gemesssenen Zählrate graphisch ermittelt. — Obwohl im Anthrazen-Spaltkristall praktisch nur die *L*-, *M*-, ...-Konversionselektronen des 1,42 min-Isomers gemessen werden — das kurzlebige β-Kontinuum ist

* Sartorius MPR 5.

vergleichsweise sehr viel weniger intensiv — bereitet ihre quantitative Zählung dennoch Schwierigkeiten. Durch Absorption der Elektronen im Ir (Körnchendurchmesser etwa 2 μ) wird die Linie so stark verbreitert, daß ihre linke Flanke selbst bei Benutzung rauscharmer Multiplier nicht sauber von den Rauschimpulsen getrennt werden kann.

Der Nachweis der Multiplier-Rauschimpulse läßt sich jedoch durch die in Fig. 5 dargestellte Meßanordnung unterdrücken. Der Anthrazen-Spaltkristall ist in eine Plexiglaskapsel eingekittet, die sich mit 2 Photomultipliern im optischen Kontakt befindet. Erzeugt nun ein Elektron im Kristall einen Lichtblitz, so wird in jedem Multiplier gleichzeitig ein Impuls erzeugt. In einem Koinzidenzkreis mit einem zeitlichen Auflösungsvermögen von $2 \cdot 10^{-8}$ sec werden diese Impulse zur Koinzidenz gebracht. Erst wenn der Koinzidenzkreis angesprochen hat, können die Impulse eines der beiden Multiplier ins Spektrometer gelangen. Die statistisch verteilten Rauschimpulse der Multiplier können den Koinzidenzimpuls nicht auslösen, und es ergibt sich ein Spektrum, in dem das Rauschen nicht mehr erscheint.

Als Ergebnis mehrerer Messungen ergab sich für den L-, M-, ...-Konversionskoeffizienten des 58 keV-Überganges beim 1,42 min-Isomer:

$$\alpha_{L,M,\ldots,58} = 1340 \pm 150.$$

Mit diesem Ergebnis erhält man nun für den L-, M-, ...-Konversionskoeffizienten des 130 keV-Überganges der 47 sec-Aktivität:

$$\alpha_{L,M,\ldots,130} \leqq 16.$$

3. Diskussion der Meßergebnisse

Aus der Art der Erzeugung und der ausgesandten Strahlung muß geschlossen werden, daß es sich bei der neuen Aktivität um ein Isomer zum Ir^{192} oder Ir^{194} handelt.

Während die vorliegende Untersuchung im Gange war, berichteten Scharff-Goldhaber und McKeown[7] über ein neues Isomer Ir^{192m_2} mit $T_{1/2} > 5\,a$ Halbwertszeit bei der Massenzahl 192. Bei der Abgrenzung gegenüber dem 1,42 min-Isomer Ir^{192m_1} ordnen Scharff-Goldhaber und McKeown ein ebenfalls untersuchtes kurzlebiges β-Spektrum und kurzlebige γ-Übergänge der Halbwertszeit $T_{1/2} = 1{,}42$ min zu. Auf Grund der hier vorliegenden Messungen scheint statt dessen eine Übereinstimmung mit der neuen hier gefundenen Aktivität möglich.

Für eine genauere Zuordnung der neuen Aktivität ergeben sich folgende Gesichtspunkte: 1. Die beobachtete β-Energie paßt gut zu der beim Ir^{194} auftretenden Zerfallsenergie, dagegen nicht zum Ir^{192}. 2. Beim Ir^{192} sind bereits zwei isomere Zustände bekannt. 3. Bei den Versuchen

[7] Scharff-Goldhaber, G., and M. McKeown: Phys. Rev. Letters **3**, 47 (1959).

von SCHARFF-GOLDHABER und MCKEOWN ergeben die Messungen mit angereichertem Ir^{191} (Gehalt an Ir^{193} 14,1%) ein kleineres Verhältnis der kurzlebigen β-Komponente zum 1,42 min-Isomeren-Übergang als bei den vorliegenden Messungen mit normalem Isotopengemisch (Gehalt an Ir^{193} 61,5%).

Die neue Aktivität soll daher versuchsweise dem Ir^{194m} zugeordnet werden. Die 130 keV-γ-Linie ist dann sicherlich der unkonvertierte Isomeren-Übergang zum Ir^{194}, da diese γ-Quanten nicht in Koinzidenz mit β-Teilchen auftreten, und der isomere Zustand zerfällt außerdem noch durch β-Übergang zu den beiden untersten angeregten Niveaus des Pt^{194}.

Tabelle. *Theoretische Konversionskoeffizienten für die L- und M-Schale bei der Kernladungszahl Z = 77*

Übergangsenergie 130 keV. Die für α_M von ROSE ohne Abschirmung berechneten Werte wurden mit einem experimentell für Au^{198} ermittelten Korrektionsfaktor[11] von 0,6 multipliziert.

	α_L	α_M	$\alpha_L+\alpha_M$
Übergang			
$E2$	1,0	0,27	1,27
$E3$	17	6,5	23,5
$E4$	250	102	352
$M2$	5	2,1	7,1
$M3$	60	21	81
$M4$	720	300	1020

Bei dieser Zuordnung treten — umgerechnet auf unendlich lange Bestrahlungszeit — beim Ir^{194} β-Teilchen mit der Halbwertszeit $T_{1/2} = 47$ sec im Vergleich zu β-Teilchen mit der Halbwertszeit $T_{1/2} = 19$ h etwa im Verhältnis 1:400 auf. Die gleiche Rechnung ergibt für das Verhältnis der unkonvertierten 58 keV-γ-Strahlung der Ir^{192m_1} zur unkonvertierten 130 keV-γ-Strahlung des Ir^{194m} ungefähr den Wert 20:1. Dabei sind die Intensitäten jeweils auf das reine Isotop bezogen.

Für eine Klassifizierung des isomeren Überganges kann einerseits die Energie-Lebensdauer-Beziehung von STECH[8] und MOSZKOWSKI[9], zum anderen der Konversionskoeffizient herangezogen werden. Nach der Energie-Lebensdauer-Beziehung sollte es sich um einen $E3$- oder $M3$-Übergang handeln. Beim Vergleich des gemessenen Wertes $\alpha_{L,M,\ldots,130} \leqq 16$ mit den theoretischen Konversionskoeffizienten für die L- und M-Schale von ROSE[10] (vgl. Tabelle) scheidet eine $M3$-Übergang aus.

Auf Grund dieser Überlegungen wird das in Fig. 6 dargestellte Zerfallsschema vorgeschlagen. Für den Zerfall des Ir^{194} wurden die Messungen von JOHNS und NABLO[6] und MANDEVILLE u. Mitarb.[12] berück-

[8] STECH, B.: Z. Naturforsch. **7a**, 401 (1952).

[9] MOSZKOWSKI, S.A.: In K. SIEGBAHN, β- and γ-Ray-Spectroscopy, S. 373ff. Amsterdam 1955.

[10] ROSE, M.E.: Internal Conversion Coefficients. Amsterdam 1958.

[11] CRESSMANN, P. J., and R. G. WILKINSON: In H. J. LIPKIN, Proceedings of the Rehovoth Conference on Nuclear Structure, S. 294, Amsterdam 1958.

[12] MANDEVILLE, C.E., J. VARMA and B. SARAF: Phys. Rev. **98**, 94 (1955).

sichtigt. Nicht eingezeichnet ist der von CAMPBELL und FETTWEISS[13] für das Ir^{194} angegebene isomere Zustand mit γ-Quanten der Energie 90 keV und der Halbwertszeit $T_{1/2} = 50$ msec.

Der Wert 1 für den Spin des Ir^{194} folgt aus der Form und der partiellen Halbwertszeit des von JOHNS und NABLO[6] gemessenen β-Spektrums, das beim Zerfall des Ir^{194} in das Grundniveau des Pt^{194} auftritt. Der Wert stimmt mit dem durch das Schalenmodell der Kerne gegebenen überein. Damit ergibt sich wegen des Zerfalls durch $E3$-Strahlung für den isomeren Zustand Ir^{194m} der Spin 4. Der große Spinunterschied zwischen dem Ir^{194m} und dem Grundniveau des Pt^{194} macht einen β-Zerfall des

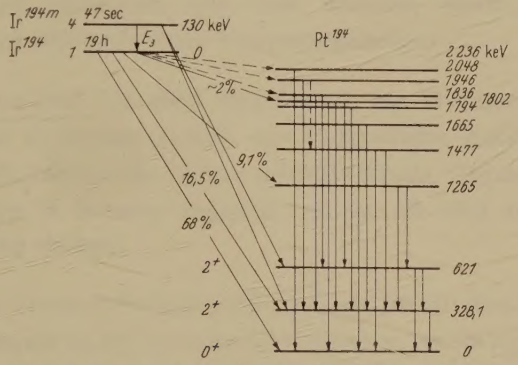

Fig. 6. Das auf Grund der vorliegenden Messungen vorgeschlagene Zerfallsschema des Ir^{194m} zusammen mit dem Zerfallsschema des Ir^{194} nach Messungen von JOHNS und NABLO[6] und MANDEVILLE u. Mitarb.[12]

Isomers zu diesem Niveau ziemlich unwahrscheinlich. Die gemessene β-Maximalenergie von $(2{,}3 \pm 0{,}2)$ MeV läßt sich auch ohne Annahme eines Zerfalls zum Pt^{194}-Grundniveau erklären, denn die wenigen β-Impulse hoher Energie können vom gleichzeitigen Nachweis eines β-Teilchens und eines Konversionselektrons der auf den β-Zerfall folgenden Übergänge herrühren, wobei sich die vom β-Teilchen und vom Konversionselektron im Anthrazen erzeugten Lichtblitze addieren würden.

Herrn Professor Dr. A. FLAMMERSFELD bin ich für die Anregung zu diesen Untersuchungen und für fördernde Diskussion sehr dankbar. Ferner danke ich der Deutschen Forschungsgemeinschaft, dem Bundesministerium für Atomkernenergie und Wasserwirtschaft und dem Niedersächsischen Kultusministerium für die bereitgestellten Mittel.

[13] CAMPBELL, E.C., and P.F. FETTWEISS: Nuclear Phys. **13**, 92 (1959).

Druck der Universitätsdruckerei H. Stürtz AG., Würzburg

Lebenslauf

Als Sohn des Bankbeamten Carl Hennies und seiner Ehefrau Anneliese, geb. von Wehren, wurde ich am 5. April 1935 in Bremen-Vegesack geboren.

Von 1941 bis 1944 besuchte ich am Wohnort meiner Eltern, in Bremen-Grohn, die Volksschule. Anschließend war ich Schüler der Gerhard-Rohlfs-Schule, Oberschule für Jungen, in Bremen-Vegesack, an der ich 1953 die Reifeprüfung ablegte.

Im Sommer-Semester 1953 begann ich mit dem Studium der Physik an der Universität Göttingen, wo ich im Winter-Semester 1955/56 die Diplom-Vorprüfung bestand. Nach einem Semester Studium in Tübingen kehrte ich nach Göttingen zurück und begann bei Herrn Professor Dr. A. Flammersfeld im Zweiten Physikalischen Institut der Universität meine Diplomarbeit über „Das magnetische Spektrum von Auger-Elektronen bei Ionisation durch Elektronenstoß". Im Juli 1958 bestand ich die Diplomprüfung. Im gleichen Institut begann ich anschließend mit den vorliegenden Untersuchungen über die Kern-Isomerie bei $_{77}Ir^{192}$ und $_{77}Ir^{194}$ sowie über das Gammaspektrum des $_{66}Dy^{165m}$.